

單原子電子源與離子源之應用

Single Atom Electron and Ion Sources and Their Applications

黃英碩、郭鴻曦、張哲誠、林君岳、鄭天佐

Ing-Shouh Hwang, Hong-Shi Kuo, Che-Cheng Chang, Chun-Yueh Lin, Tien T. Tsong

貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子針可以用來做為理想的點粒子源 (電子源與離子源)，其製備方法簡單可靠，適合於實際運用。此單原子針有熱平衡的原子結構，化學穩定性佳，且針尖一旦受損可以在真空中加熱再生。再生的金字塔原子堆疊與第一次形成的單原子針相同。單原子針所發射出來的粒子束具有張角小、最小的發射面積、高亮度且同調性佳等特性，可以廣泛地應用在粒子束的儀器設備上。此單原子針所發射出來的粒子束，已證實其亮度與同調性較現今最佳之粒子源高數十倍甚至千倍以上。單原子針可以大幅度提升現今的電子顯微鏡及聚焦離子束系統的效能，甚至於可開發全新功能的儀器技術，對奈米科技及基礎科學將會有許多重要的貢獻。

Noble-metal covered tungsten (111) single-atom tips can be used as ideal point sources of electron and ion beams. It has been shown that noble-metal covered W(111) single-atom tips can be reliably prepared and their lifetimes are long enough for real applications. These tips are both thermally and chemically stable, and can be regenerated in vacuum when accidentally damaged or contaminated. The atomic stacking remains the same each time it is regenerated. The small opening angle, smallest emitting area, high brightness, high spatial wave coherence, and high stability of these single-atom electron sources make them highly desirable for many applications. Both the brightness and spatial coherency of these electron sources are orders of magnitude better than those of the state-of-the-art electron sources used in electron microscopes. Ion beams have similar attributes also. Application of these sources may significantly improve the performance and expand the capabilities of current electron and ion microscopes, and open up many new possibilities in electron-beam and ion-beam based techniques.

一、前言

應用粒子束的顯微儀器，如電子顯微鏡 (electron microscope) 或聚焦離子束 (focused ion beam, FIB) 系統，對於現今奈米科技的研究是非常重要的，這些顯微儀器可以用來觀察與研究各種奈

米材料的細微結構與特性，因此提升顯微儀器的效能與發展新的顯微儀器，對材料科學的進展將有重大貢獻。

然而，如何增進現今的顯微技術，根本關鍵之一在於粒子源上。粒子源的亮度 (brightness) 與同調性 (coherence) 是電子顯微鏡⁽⁸⁾、聚焦離子束系

統、電子干涉儀 (electron interferometer)、離子干涉儀 (ion interferometer)、電子全像儀 (electron holography)⁽¹⁻⁴⁾、電子繞射儀 (electron diffractometer)⁽⁵⁻⁷⁾ 等應用最重要的兩項因素。較高的亮度與較好的同調性，才能得到更好的影像品質。奈米針 (nanotip) 或是單原子針 (single-atom tip, SAT) 因為有較小的粒子源面積，可以產生較好的同調性與較高的亮度，因此使用奈米針或是單原子針，將可大幅度提升現今電子離子束相關技術的解析度。不過，奈米針與單原子針的製備非常困難，過去有許多實驗室嘗試用不同的方法製備出單原子針或是奈米針。然而製備的方式過於繁瑣且不可靠，只能偶爾在實驗室中取得，取得的針尖因結構穩定性不佳，致使可操作的時間太短，因此舊型的單原子針或是奈米針的實際應用及範圍非常有限。

二、奈米針與單原子針

圖 1(a) 為一般傳統金屬針粒子場發射源之示意圖，金屬針的曲率半徑約為 50–100 nm，半張角為 35°–50°。亮度定義為電流密度除以粒子源的立體角 (solid angle)⁽⁸⁾，即 $B = I/[(dS) \cdot (d\Omega)] = I/(\pi r_{\text{eff}}^2 \alpha^2)$ ，其中 I 為場發射電流， dS 為等效粒子源面積 ($dS = \pi r_{\text{eff}}^2$)， $d\Omega$ 為粒子束的立體張角 ($d\Omega = \pi \alpha^2$)，因此較高的發射電流與較小的等效粒子源面積或是較窄的粒子束將可以有效地提高亮度。

為了有效提升場發射粒子源的亮度，Gomer 於 1960 年提出一個想法，如果能在原有的半球形場發射源上再生成一個微小的突起，產生透鏡效應 (lens effect)，可使得粒子束的張角縮小⁽⁹⁾，加上發射粒子源的面積縮小，粒子束的亮度便可以有效的提高。幾十年來許多實驗室紛紛採用這種概念，提出各種方法製備 1–2 nm 突起在較大的半球形針尖上，此針稱之為奈米針。這些奈米針也都被證實能有效提高粒子束的亮度。圖 1(b) 為奈米針場發射源之示意圖，其半張角遠遠小於一般傳統金屬針半球形場發射源。

一般來說，奈米針是金屬場發射源 (metal field emitters) 的一種特殊型式，而單原子針即為奈米針的一種，其針尖頂端僅只有一顆原子。就理論上而

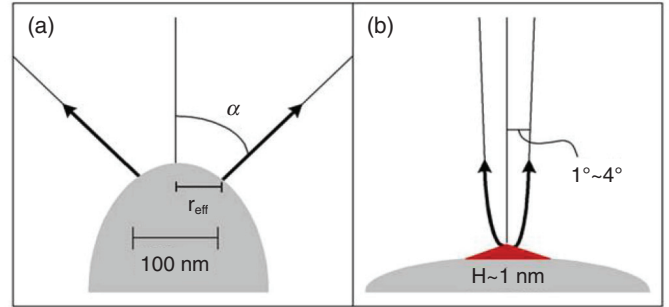


圖 1. (a) 一般金屬針與場發射張角，(b) 奈米針與場發射張角。

言，單原子針能發射出亮度最高且同調性最佳的粒子束。由此可知，製備出奈米針或是單原子針的重要性可見一斑。

Fink 於 1986 年首次以場離子顯微術 (field ion microscopy, FIM)^(12, 13) 製備出單原子針。他在真空中先於鎢 (111) 針上製備出三顆原子之針尖，再蒸鍍上幾顆鎢原子，最後再利用場蒸發 (field evaporation) 移除多餘原子，直到尖端只剩一顆原子。1992 年 Binh 等人提出 field-surface melting 的方法⁽¹⁴⁾，即在正高電場的狀態下反覆加熱，直到針尖只剩一顆原子為止。另外，Nagaoka 等人則利用受污染的鎢 (111) 針，提供負高電場，成功的製備出奈米針⁽¹⁵⁾。這些製備奈米針的方法，大致上都是利用離子轟擊 (ion back bombardment)^(16, 17) 或是熱場 (thermal field)⁽¹⁸⁻²⁰⁾ 等方法所製備出來。這些方法都需要繁複的步驟與高超的技巧。除此之外，還需要特殊的設備，像是場離子顯微鏡或是場發射顯微鏡 (field emission microscope)，用來即時觀察針型變化，且在最佳的時間停止。又因針尖結構不具有熱穩定及化學性，容易受損且無法再生，所以應用範圍及程度都受到限制。

三、貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子針

1. 吸附物誘發表面鹼化

1990 年 Madey 實驗室發現，當在平坦的鎢 (111) 表面鍍上一物理單層的鈮、鉑、金、鈹或是銻，只要經過退火 (annealing)，原本平坦的表面將會形成很多奈米級大小的金字塔結構，皆由三個

{211} 面所構成⁽²¹⁻²⁴⁾。因為貴金屬的吸附增加了 {211} 面與 (111) 面的表面能差異，雖然整體的表面積因皺化增加，但整體的表面自由能卻因此而下降。此一實驗結果也已有理論計算證明^(25,26)。

2. 鈹/鎢 (111) 單原子針

2001 年中央研究院物理研究所傅祖怡與鄭天佐等人成功地將吸附物誘發表面皺化 (adsorbate-induced faceting) 現象運用到單原子針的製備上。他們先在超高真空中以場離子顯微術處理出乾淨的鎢 (111) 針尖，再蒸鍍上一物理單層的鈹，經過約 1000 K 的加熱，針尖會自發性的成為單一的金字塔型單原子針⁽²⁷⁾。因為這是熱力學穩定的針形結構，所以製備過程再現性高，即使針尖輕微受損或汙染，都可以在真空中加熱而重現金字塔形單原子針。重要的是，再生的金字塔單原子針，無論原子的堆疊、金字塔的方向與位置，都與第一次形成的單原子針相同。這意味著鈹/鎢 (111) 單原子針有著完美的原子堆疊結構，而在此之前，從未有人顯示過具熱穩定、可輕易重複生成且擁有相同原子堆疊的單原子針。

鈹/鎢 (111) 面上所形成的單原子針，其原子堆疊結構可以利用場蒸發 (field evaporation) 逐層觀察⁽²⁷⁾。此單原子針是由半徑較大的半球形針尖上再生成一個奈米級三角錐金字塔所構成。奈米級三角錐金字塔的原子模型如圖 2 所示。金字塔最末端是一顆鈹原子，第二層由三顆鈹原子所構成，第三層則為十顆原子，除中心原子為鎢外，其他九顆為鈹原子，第四層為二十一顆原子，中心有六顆鎢原子，其餘十五顆則為鈹原子。

3. 電化學技術製備單原子針

傅祖怡與鄭天佐等人所製備單原子針的過程中有幾個主要的步驟。首先，必須要有一個乾淨且無汙染的鎢 (111) 表面。之後，在乾淨鎢針的表面上鍍上一至二層貴金屬原子。最後，將鎢針以適當的溫度加熱退火，進而誘發表面皺化形成單原子針。除了最後的退火步驟外，其餘的步驟在大部分電子顯微鏡及聚焦離子束系統裡並不容易做到，因此侷限了單原子針的應用範圍。

2004 年中央研究院物理研究所郭鴻曦與黃英碩等人提出利用電化學技巧製備單原子針⁽²⁸⁻³⁰⁾。這個方法不僅可在水溶液中製備出一個乾淨的鎢針，而且又能在乾淨鎢針表面上電鍍上少量的貴金屬膜，其製備的過程如圖 3 所示。這個新方法可以在水溶液中輕易地完成製備單原子針的前兩項主要步驟，大大的簡化單原子針的製備程序。最後只要將電鍍後的鎢針再放入真空中加熱，即可形成單原子針，幾種不同的單原子針如鈹/鎢 (111)、鈹/鎢 (111)、鈹/鎢 (111)、銻/鎢 (111) 及金/鎢 (111) 單原子針陸續用此電化學技術製備出來。金字塔原子結構也如圖 2 所示，並可重複再生數十至百次。

4. 貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子針之化學穩定性

在鎢針表面鍍上貴金屬，此電鍍針的化學穩定性佳，即使只鍍上少量的貴金屬層，都能在空氣中保存至少兩年的時間，要使用的時候，再放入真空中反覆加熱幾次，即可形成單原子針。而我們也發現當單原子針在真空中形成之後，可以拿出放在空氣中至少一個月，雖然空氣中的水、氧氣等分子會吸附在針上，只需要將針放入真空中 (可以是其他的真空系統中)，簡單地加熱即可再回復完美的單原子針結構，吸附在針上之分子並不會造成內部鎢針的氧化，如此良好的化學穩定性解決了單原子針廣泛應用的關鍵瓶頸^(30,33)。

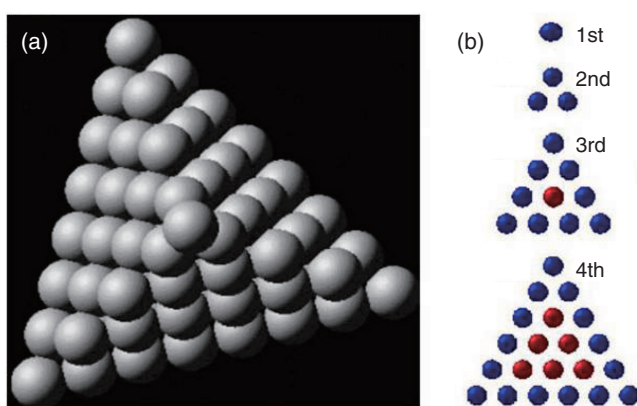


圖 2. 貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子針之原子模型。

(a) 金字塔原子結構上視圖，(b) 最上面四層金字塔原子結構圖。圖中藍色為鈹原子，紅色為鎢原子。

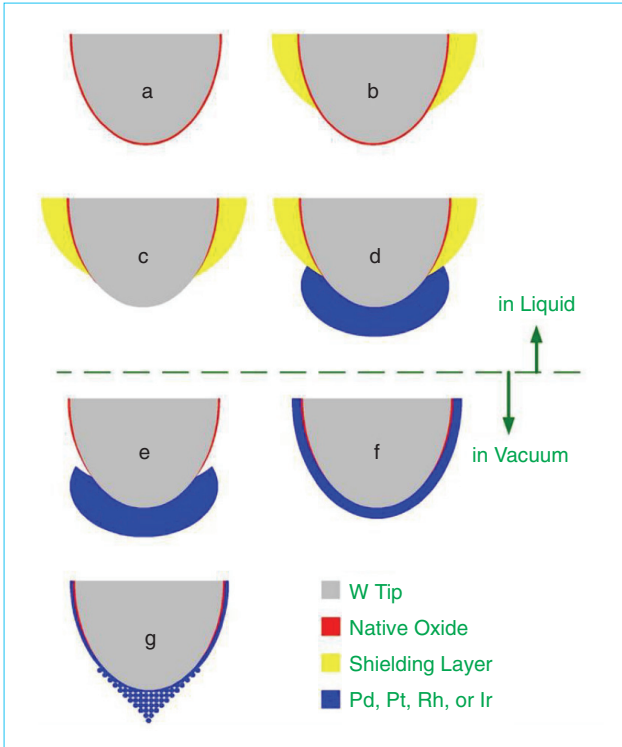


圖 3. 以電化學技術製備單原子針流程示意圖。(a) 將鎢 (111) 單晶線蝕刻成針形；(b) 以指甲油在針尖周圍塗覆絕緣層；(c) 以化學法還原表面氧化層；(d) 在針尖上電鍍貴金屬；(e) 以丙酮去除絕緣層；(f) 在真空中加熱，使多餘的貴金屬原子能擴散到金屬針的其他區域；(g) 待貴金屬原子擴散到約一物理層的厚度時，因異質金屬誘發表面皺化現象，使金屬原子自發性地堆疊出一個三面金字塔結構，其頂端僅有一貴金屬原子。

四、貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子電子束的特性與應用

貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子針所發射出來的電子束與離子束，已證實其亮度較現今最佳之電子源與離子源高數十倍、甚至千倍以上。電子束的另一項重要特性即為空間同調長度 (spatial coherence length)，或稱為橫向同調寬度 (transverse coherence width)。若電子束有較好的同調性與較高的亮度，即可提升現今電子顯微鏡的效能。對於電子干涉顯微儀、電子全像儀與電子繞射儀等，單原子場發射

電子源的空間同調性特別重要。只有當電子束具完全空間同調性時，記錄於電子波的相位 (phase) 中的訊息，才有可能完全解讀出來。電子源的同調性一般取決於橫向同調性，而時間同調性相對而言較不關鍵。橫向同調寬度大致是由電子源的尺度大小決定，即 $\xi_T = \lambda D / \pi r_{\text{eff}}$ ，其中 λ 為電子波長， D 為發射電子束到螢光屏的距離^(35, 36)。由上述關係式可以得知，若電子源的尺度越小，即可得到較大的橫向同調寬度。在實驗方面，有數種方式可以用來量測電子束的橫向同調特性。我們採用一簡單的量測方式，即利用低能量電子點投影顯微儀 (low-energy electron point projection microscope, PPM) 對於奈米物體進行成像，在高的放大倍率下，便會產生干涉條紋^(37, 38)，由干涉條紋的對比與寬度便可顯現出電子源的橫向同調性。

1. 低能量電子點投影顯微儀

我們利用自製的低能量電子點投影顯微儀進行實驗。這是一種投影顯微儀 (shadow microscopy)，即物體放置在場發射電子源與螢光屏之間。物體的投影影像 (shadow image) 可以在螢光屏上觀察，其放大率等於電子源到螢光屏的距離除以電子源到物體之間的距離。若電子束為同調光源，則投影影像便會相互疊置在一起，進而形成干涉條紋。

圖 4(a) 為自製低能量電子點投影顯微儀之示意圖。在實驗過程中樣品接地而針接負電壓。投影影像用光電倍增板 (multi-channel plate, MCP) 與螢光屏來觀察，影像到樣品之間的距離為 170 mm，最後再使用 CCD 相機來擷取螢光屏上之影像。我們的樣品座是由 Si_3N_4 membrane 所製成，其表面鍍上一層金的薄膜，厚度為 50 nm。圖 4(b) 為自製樣品座掃描電子顯微影像圖，圖中每一週期孔洞大小為 $4.2 \mu\text{m}$ 。此孔洞之目的是用來懸掛單壁奈米碳管 (single-walled carbon nanotubes, SWNTs)，進而便於進行低能量電子點投影顯微術之實驗。實驗過程中，使用鈱／鎢 (111) 單原子針當作電子源，針座架設在壓電陶瓷管 (piezo-scanner) 上用來操控 X-Y-Z 三個方向，而整個裝置架設在掃描穿隧顯微鏡 (scanning tunneling microscope) 常用的步進器上，可以將針逐步靠近樣品而達到不同放大倍率。

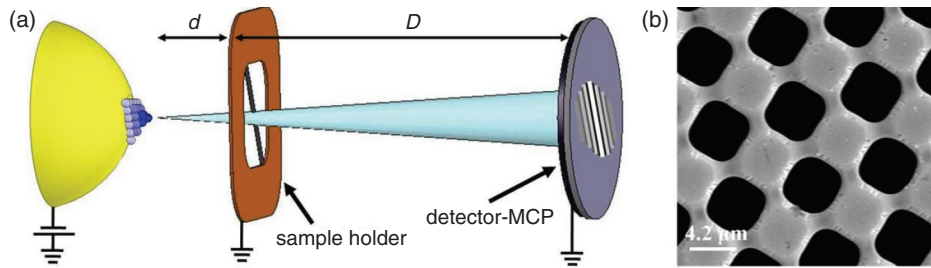


圖 4. (a) 低能量電子點投影顯微儀示意圖。電子束由金字塔型單原子針最上層的原子發射出來，其放大率為電子束到螢光屏的距離除以電子束到物體之間的距離，即 $M = (D + d)/d$ ，其中 D 為 170 mm， d 為發射電子束到樣品之間的距離。(b) 自製樣品座 (Si_3N_4 membrane) 掃描電子顯微影像圖，每一孔洞大小為 $4.2 \mu\text{m}$ 。

2. 鈹／鎢 (111) 單原子針之電子場發射影像與點投影影像

圖 5(a) 為單原子針之場發射影像，電壓為 -1400 V 。在此過程中沒有放入樣品座，而電子束與螢光屏之距離為 170 mm。由圖形得知，場發射影像為圓型對稱的亮點，且強度之剖面圖符合高斯分布，標準差為 $\sigma = 4.5 \text{ mm}$ (圖 5(c))。電子束的直徑一般會用半高寬 (full width half maximum, FWHM) 來定義，由圖形中可量測出半高寬為 7 mm，相當於全張角為 2.4° 。另外，十分之一寬 (full width at tenth maximum, FWTM) 的長度為 13 mm，相當於張角為 4.3° 。此半高寬量測的張角與 Oshima 等人所量測不同種類貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子針的張角大小相符合^(32,33)。

通過樣品座之點投影影像也顯現出相似張角之電子束，如圖 5(b) 所示，此時針與樣品之距離為 4 mm。此電子束之剖面圖與圖 5(a) 相比，並不會因為針與樣品之間的距離變小而明顯的變寬，即使針與樣品的距離小於 $1 \mu\text{m}$ ，電子束之張角依然變化不多。這也是此單原子針所發射出電子束的另一個重要特性。

當鈹／鎢 (111) 單原子針靠近樣品時，在螢光屏上的投影放大倍率也會增加，其放大倍率與針和樣品之間的距離成反比。圖 6(a) 為樣品座上週期孔洞的投影圖，單壁奈米碳管的細微結構在孔洞上依稀可見。圖 6(b) 顯現出在一個孔洞裡較高倍率的單壁奈米碳管影像。圖 6(a)–(f) 清楚的顯示，隨著縮短針與樣品之間的距離，影像之放大率逐步

增加，且針之場發射電壓也隨之下降。圖 6(c) 顯示相互連接的單壁奈米碳管集束 (SWNT bundles) 之影像。環繞在碳管集束之周圍，可觀察到有干涉條紋的產生。這些干涉條紋有的顯現出較強的對

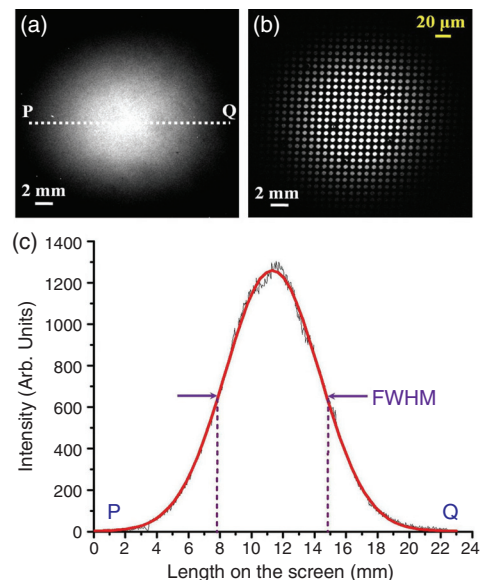


圖 5. (a) 室溫下鈹／鎢 (111) 單原子針之電子場發射影像圖，場發射電流為 40 pA ，左下角白色長條大小對應於螢光屏上的 2 mm ，張角約為 0.67° ；(b) 低倍率下樣品投影之影像，亮點相對應於樣品座中的孔洞，針與樣品的距離為 4 mm ，針的電壓為 -500 V ，右上角黃色長條大小對應於樣品面上的 $20 \mu\text{m}$ ；(c) 圖 (a) 沿虛線 PQ 場發射強度剖面圖，符合紅色線的高斯分布圖。

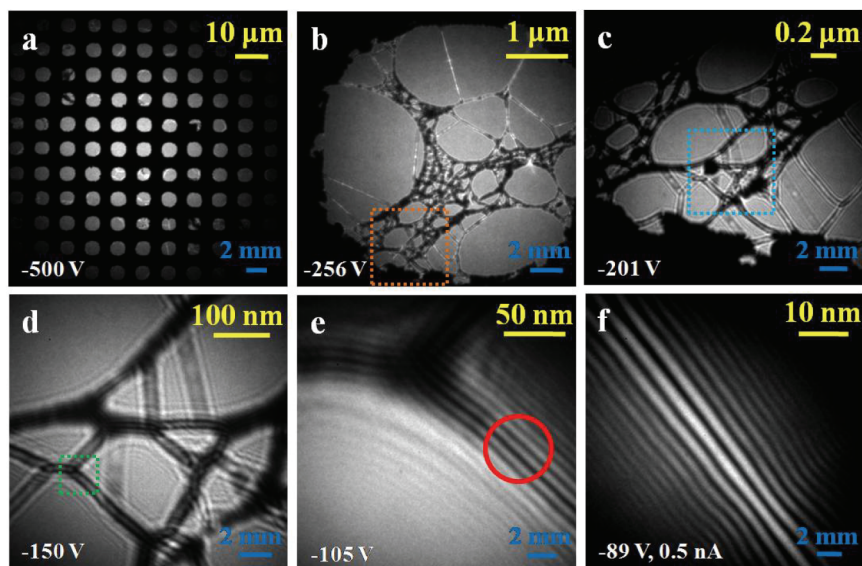


圖 6. 室溫下不同放大倍率之單壁奈米碳管投影顯微影像。操作條件如下：(a) 針與樣品的距離為 0.5 mm，針的電壓為 -500 V；(b) 針與樣品的距離為 45 μm ，針的電壓為 -256 V；(c) 針與樣品的距離為 18.5 μm ，針的電壓為 -201 V；(d) 針與樣品的距離為 5 μm ，針的電壓為 -151 V；(e) 針與樣品的距離為 2 μm ，針的電壓為 -105 V；(f) 針與樣品的距離為 425 nm，針的電壓為 -89 V。右下角藍色長條大小在螢光屏上為 2 mm，右上角黃色長條表示在樣品面上的長度大小。

比，而有的對比較弱。圖 6(d) 為對應圖 6(c) 虛線範圍的放大影像圖形。由圖形上發現，碳管集束周圍之干涉條紋的數目增加。圖 6(f) 為圖 6(e) 中圓形區域的進一步逼近，影像擷取時，針的電壓為 -89 V。令人訝異的是，在螢光屏上整個亮的區域裡，遍布了干涉條紋的影像，且有超過 25 條以上的干涉條紋清晰可見，顯示整個電子束在橫向有極佳的相位關聯性 (phase correlation)，因此可稱此電子束具有橫向全同調性 (full spatial coherence)。

量化同調性的方法之一是量測干涉條紋的對比，即 $C = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ ^(3,4,8)，其中 I_{\max} 為強度最大的值，而 I_{\min} 為相鄰條紋最低的值。當電子束有較好的同調性⁽³⁹⁾，即可得到較大的 C 值。由圖 6(f) 的干涉條紋得到的 C 值為 0.78，此 C 值遠遠地高過於現今其他的電子源⁽⁴⁰⁾。

3. 單原子電子束的應用

貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子電子源之亮度與空間同調性較現今電子顯微鏡中使用最佳的電子源還高數十倍、甚至千倍以上。利用此單原子電子源的

全同調特性，可以提升電子全像儀與電子繞射儀等尖端儀器設備的功能。應用於電子全像術 (electron holography) 時，可量測出原子尺度下電場與磁場的分布^(3,4)。而用於全同調電子繞射 (coherent electron diffraction) 時，可以進一步量測出非週期性奈米結構的三維原子解析影像⁽⁵⁻⁷⁾。一般來說，電子源的同調性越高，對於相位解析度就會越好，也會有較明顯的繞射影像與較好的繞射對比，這對於材料科技將有顯著的貢獻。

貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子針所發射出來的電子束張角小為其另一個優點。它可以使得電子顯微鏡在低電壓操作下減少球狀像差 (spherical aberration)，對於現今的電子顯微鏡來說，在低加速電壓操作時，亮度不足是一個無法避免的問題。在低加速電壓的操作下，對於一些輕元素分子有比較好的影像對比，像是碳、氧及氮等，而這些輕元素又是生物分子中的主要元素。因此發展低加速電壓電子顯微鏡將使得電子顯微鏡的應用變得更為寬廣。此外，或許藉由此高效能的電子源可發展出許多新的電子束儀器設備。

五、貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子針在氣體場離子源之應用

當 1975 年 Krohn 首次提出以液態金屬鎵作為高亮度之離子源 (LMISs) 以來，鎵已經成為聚焦離子束 (FIB) 系統以及掃描式離子顯微鏡 (scanning ion microscope, SIM) 的標準離子源。不過，它有等效離子源面積大 (~50 nm)、張角大 (~60°) 以及能量分布寬 (5–50 eV) 等缺點⁽⁴³⁾，色像差以及球面像差問題使得離子束只能聚焦到 20 nm 左右，亮度大約在 $10^9 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ 。此外，在掃描試片過程中，液態金屬離子難免會植入樣品內部，改變材料的物理化學性質。由於液態金屬離子源自於靜電力與表面張力動態平衡的針尖，液體針尖會晃動，不是一個固定的尖點，使得離子束無法穩定地聚焦在同一點上，這些因素侷限了聚焦離子束在先進半導體元件或量子元件的可能應用。

其實早在液態金屬離子源被提出之前，氣體場離子源 (gas field ion sources, GFISs) 也曾經被使用在聚焦離子束系統上，藉由正高電壓在金屬針尖所形成的強大電場，離子化吸附其上之氣體分子成為離子束⁽⁴⁴⁾。一般而言，雖然它有等效離子源面積小 (~1 nm) 以及能量分布窄 (~1 eV)⁽⁴⁵⁾ 等優點，但可惜的是過去氣體場離子源一直無法克服傳統氣體離子源亮度不足、化學穩定性不佳及需低溫操作等問題，而逐步被容易操作且亮度高的液態金屬源所取代，但如果能採用我們發展的熱穩定單原子針發射氣體場離子，將有希望達到極高的亮度，克服穩定性的問題。

圖 7 是使用氫氣、氧氣以及氦氣三種不同的成像氣體，在 Ir/W(111) 單原子針上所產生的離子電流穩定性，可以清楚地看到，三種氣體離子都展現出極佳的電流穩定性。我們重複進行許多次的量測，不論是製備的單原子針，或是反覆退火多次以後的單原子針，均能得到類似的結果。我們的 Ir/W(111) 單原子針在超過 80 小時的場發射之後，仍然有相同的穩定性，加上此單原子針可重新成長超過 50 次，它的生命週期應可符合聚焦離子束 (FIB) 系統的需求。

圖 8 是三種不同氣體離子，其離子電流對外加

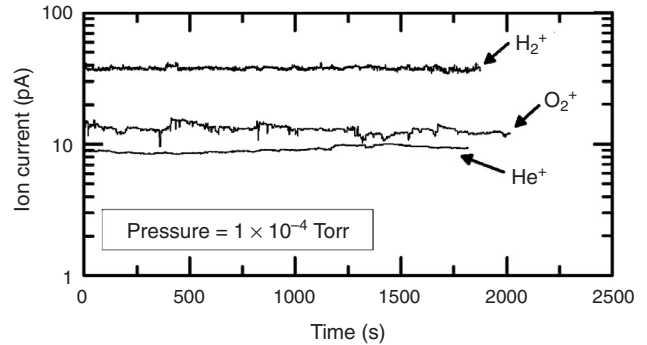


圖 7. 氫離子、氧離子與氦離子電流對時間之關係圖。

電壓之關係圖，以及對應之場離子顯微影像。從圖中可以發現，無論是哪一種成像氣體，隨著電壓的上升，離子電流均會顯著變大，但是當電壓加到某一個程度之後，電流會呈現出飽和的情形，操作在飽和電流下，三種氣體離子的亮度至少都能超過標準的液態鎵金屬離子源一百倍以上。因飽和電流與氣體壓力大致成正比，如果能將氣體壓力增加到 1×10^{-2} Torr 附近，將會再提高亮度一百倍。另外，由場離子顯微影像照片中，可以看到場離子束的張角極小，僅僅不到 1 度。

近來 Zeiss 公司推出一種氦離子顯微鏡 (helium ion microscope)，比掃描式電子顯微鏡 (scanning electron microscope, SEM) 有更好的解析度 (~0.75 nm) 以及更高的對比⁽⁴⁶⁻⁴⁸⁾，這種離子顯微鏡使用尖銳的鎢針來場發射高亮度的氦氣離子束。不過，純

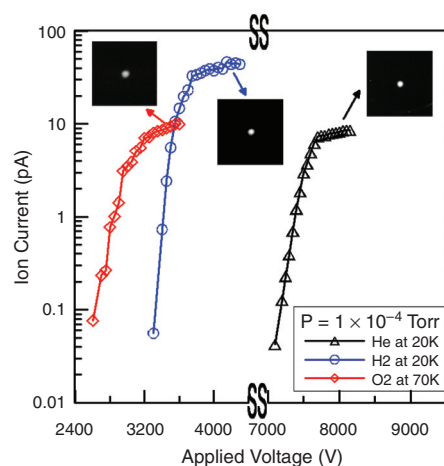


圖 8. 氫氣、氦氣與氧氣離子電流對外加電壓之關係圖，以及其所對應之場離子顯微影像。

鎢針對於各種活性氣體如氫、氧、氮等，在強電場下非常容易被侵蝕，因此無法作為這類活性氣體場發射的基材。而我們的單原子針對這些活性氣體仍然能產生穩定的離子電流，增加了聚焦離子束 (FIB) 系統的應用性。一般而言，較輕的離子適合於作為離子顯微鏡之用，如氫或氦離子；較重的離子適合於奈米加工，如氬 (Ar) 離子，因它可以有效地撞掉材料上的原子；氦離子還可用於拉塞福散射 (Rutherford backscattering, RBS)，以作為材料不同深度之元素成分分析；氧離子則適合用於二次離子質譜分析 (secondary ion mass spectroscopy, SIMS)，也可作為材料之元素成分分析。另外，不同聚焦離子束可以對材料作局部離子佈植，以製作各式各樣奈米級元件或結構，因此能產生越多種離子，用途自然越廣。

由我們的單原子針最尖端之單顆原子所發射出的離子束，是非常理想的離子源。首先，由於單原子針的面積很小 (半徑約 0.1 nm)，加上張角小，僅需要很小的電流，便可以輕易地達到足夠的亮度。小電流能夠有效降低離子間庫倫作用的效應，使離子束的能量分布小於 1 eV，大幅度改善色像差問題。其次，小張角也可以讓球面像差問題獲得改善，這些過去離子束聚焦時遇到的難題都可以解決，使得解析度能突破過去的極限。從實驗中也可以發現，我們的單原子針離子電流訊號，不管是在惰性氣體 (氮氣、氬氣、氫氣) 或活性氣體 (氫氣、氧氣) 均非常穩定，且有足夠的生命週期。更獨特的是，在同一單原子針只需換氣體就能產生多樣的離子束，供離子成像、奈米級成分分析、離子佈植以及各種奈米尺寸的加工等不同的應用。

六、結論

貴金屬覆蓋鎢 (111) 單原子針將有可能取代目前所使用的場發射電子源及離子源，進而成為未來先進高解析度顯微、分析、奈米尺加工儀器與設備的主力。此單原子針所發射出來之粒子束具有最佳的波動同調性與最高的亮度，除了可以提升現今電子顯微鏡及聚焦離子束的解析度外，亦可廣泛的應用在其他的尖端儀器設備上。

參考文獻

1. D. Gabor, *Nature*, **161**, 777 (1948).
2. G. F. Missiroli, G. Pozzi, and U. Valdré, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **14**, 649 (1981).
3. A. Tonomura, *Rev. Modern Phys.*, **59**, 639 (1987).
4. H. Liche and M. Lehmann, *Rep. Prog. Phys.*, **71**, 016102 (2008).
5. J. Miao, T. Ohsuna, K. O. Hodgson, and A. O'Keefe, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 155502 (2002).
6. J. M. Zuo, I. Vartanyants, M. Gao, R. Zhang, and L. A. Nagahara, *Science*, **300**, 1419 (2003).
7. J. M. Zuo, M. Gao, J. Tao, B. Q. Li, R. Twesten, and I. Petrov, *Microsc. Res. Tech.*, **64**, 347 (2004).
8. D. B. Williams and C. B. Carter, *Transmission Electron Microscopy*, New York: Plenum Press (1996).
9. R. Gomer, *Field Emission and Field Ionization*, Harvard University Press, 34 (1961).
10. N. García and H. Rohrer, *J. Phys: Condens. Matter*, **1**, 3737 (1989).
11. M. R. Scheinfein, W. Qian, and J. C. H. Spence, *J. Appl. Phys.*, **73**, 2057 (1993).
12. H. W. Fink, *IBM. J. Dev.*, **30**, 460 (1986).
13. H. W. Fink, *Phys. Scr.*, **38**, 260 (1988).
14. V. T. Binh and N. Garcia, *Ultramicroscopy*, **42-44**, 80 (1992).
15. K. Nagaoka, H. Fujii, K. Matsuda, M. Komaki, Y. Murata, C. Oshima, and T. Sakura, *Appl. Surf. Sci.*, **182**, 12 (2001).
16. A. P. Janssen and J. P. Jones, *J. Phys. D*, **4**, 118 (1971).
17. R. Borret, K. Bohringer, and S. Kalbitzer, *J. Phys. D*, **23**, 1271 (1990).
18. P. C. Bettler and F. M. Charbonnier, *Phys. Rev.*, **119**, 85 (1960).
19. V. T. Binh, *J. Microsc.*, **152**, 355 (1988).
20. K. Edinger, V. Yun, J. Melngailis, J. Orloff, and G. Magera, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **15**, 2365 (1997).
21. K. J. Song, R. A. Demmin, C. Dong, E. Garfunkel, and T. E. Madey, *Surf. Sci. Lett.*, **227**, L79 (1990).
22. K. J. Song, C. Z. Dong, and T. E. Madey, *Langmuir*, **7**, 3019 (1991).
23. T. E. Madey, J. Guan, C. H. Nien, C. Z. Dong, H. S. Tao, and R. A. Campbell, *Surf. Rev. Lett.*, **3**, 1315 (1996).
24. T. E. Madey, C. H. Nien, K. Pelhos, J. J. Kolodziej, I. M. Abdelrehim, and H. S. Tao, *Surf. Sci.*, **438**, 191 (1999).
25. S. P. Chen, *Surf. Sci. Lett.*, **274**, L619 (1992).
26. J. G. Che, C. T. Chan, C. H. Kuo, and T. C. Leng, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 4230 (1997).
27. T. Y. Fu, L. C. Cheng, C. H. Nien, and T. T. Tsong, *Phys. Rev. B*, **64**, 113401 (2001).
28. H.-S. Kuo, I.-S. Hwang, T.-Y. Fu, J.-Y. Wu, C.-C. Chang, and T. T. Tsong, *NANO Lett.*, **4** (12), 2379 (2004).
29. H.-S. Kuo, I.-S. Hwang, T.-Y. Fu, Y.-C. Lin, C.-C. Chang, and T. T. Tsong, *e-J. Surf. Sci. Nanotechnol.*, **4**, 233 (2006).

30. H.-S. Kuo, I.-S. Hwang, T.-Y. Fu, Y.-C. Lin, C.-C. Chang, and T. T. Tsong, *Jap. J. Appl. Phys.*, **45**, 8972 (2006).
31. T. T. Tsong, *Atom-Probe Field Ion Microscopy*, Cambridge: Cambridge University Press, Chap. 3 (1990).
32. T. Ishikawa, T. Urata, B. Cho, E. Rokuta, C. Oshima, Y. Terui, H. Saito, A. Yonezawa, and T. T. Tsong, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 143120 (2007).
33. C. Oshima, E. Rokuta, T. Itagaki, T. Ishikawa, B. Cho, H.-S. Kuo, I.-S. Hwang, and T. T. Tsong, *e-J. Surf. Sci. Nanotechnol.*, **3**, 412 (2005).
34. N. de Jonge, Y. Lamy, K. Schoots, and T. H. Oosterkamp, *Nature*, **420**, 393 (2002).
35. M. R. Scheinfein, W. Qian, and J. C. H. Spence, *J. Appl. Phys.*, **73**, 2057 (1993).
36. G. Pozzi, *Optik*, **77**, 69 (1987).
37. H. W. Fink, W. Stocker, and H. Schmid, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1204 (1990).
38. V. T. Binh, V. Semet, and N. Garcia, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 2493 (1994).
39. C.-C. Chang, H.-S. Kuo, I.-S. Hwang, and T. T. Tsong, *Nanotechnology*, **20**, 115401 (2009).
40. B. Cho, T. Ichimura, R. Shimizu, and C. Oshima, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 246103 (2004).
41. E. Rokuta, H.-S. Kuo, T. Itagaki, K. Nomura, T. Ishikawa, B.-L. Cho, I.-S. Hwang, T. T. Tsong, and C. Oshima, *Surf. Sci.*, **602**, 2508 (2008).
42. A. Zangwill, *Physics at Surfaces*, Cambridge: Cambridge University Press, 21 (1988).
43. L. W. Swanson, *Appl. Surf. Sci.*, **76-77**, 80 (1994).
44. V. N. Tondare, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A 23**, 1498 (2005) and the references therein.
45. N. Ernst, G. Bozdech, H. Schmidt, and W. A. Schmidt, *Appl. Surf. Sci.*, **67**, 111 (1993).
46. J. Morgan, J. Notte, R. Hill, and B. Ward, *Microscopy Today*, July, 24 (2006).
47. L. Scipioni, L. A. Stern, J. Notte, S. Sijbrandij, and B. Griffin, *Adv. Mater. Process*, **166**, 27 (2008).
48. S. Sijbrandij, B. Thompson, J. Notte, B. W. Ward, and N. P. Economou, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B 26**, 2103 (2008).



黃英碩先生為美國哈佛大學應用物理博士，現任中央研究院物理研究所研究員。

Ing-Shouh Hwang received his Ph.D. in applied physics from Harvard University, USA. He is currently a research fellow at the Institute of Physics, Academia Sinica.



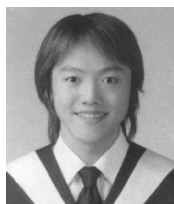
郭鴻曦先生為國立成功大學材料科學博士，現任中央研究院物理研究所助研究員。

Hong-Shi Kuo received his Ph.D. in materials science from National Cheng Kung University. He is currently an assistant research fellow at the Institute of Physics, Academia Sinica.



張哲誠先生為國立清華大學材料科學工程博士，現任中央研究院物理研究所博士後研究員。

Che-Cheng Chang received his Ph.D. in materials science and engineering from National Tsing Hua University. He is currently a post-doctoral research fellow at the Institute of Physics, Academia Sinica.



林君岳先生為國立臺灣大學物理研究所博士班學生。

Chun-Yueh Lin is currently a Ph.D. student in the Institute of Physics at National Taiwan University.



鄭天佐先生為美國賓州大學物理博士，現任中央研究院特聘研究員暨院士。

Tien T. Tsong received his Ph.D. in physics from the Pennsylvania State University, USA. He is currently a distinguished research fellow and academician of Academia Sinica.